

Установка для осцилляторных измерений на ядерном реакторе

А. И. ЕФАНОВ, Л. В. КОНСТАНТИНОВ, В. В. ПОСТНИКОВ,
И. П. САДИКОВ, М. П. СОКОЛОВ

УДК 621.039.5 16.2:621.039.564

В некоторых экспериментальных работах, связанных с изучением эффектов реактивности ядерного реактора, а также его кинетических характеристик, используется метод осциллятора [1]. При этом чаще всего для создания колебаний реактивности в активную зону реактора вводится специальное осцилляторное устройство, состоящее из сильно поглощающего материала и приводного механизма для периодического изменения эффективной площади поглотителя [2]. Но ввести такое устройство в активную зону не всегда возможно. Поэтому на практике, особенно при экспериментах на энергетических реакторах, часто используют в качестве осциллятора регулирующий стержень, приводной механизм которого работает в реверсивном режиме, создаваемом экспериментальным устройством.

Для физических измерений на реакторе первого блока Белоярской АЭС имени И. В. Курчатова была разработана и изготовлена осцилляторная установка, которая в комплексе со штатной системой ручного регулирования и ионизационными камерами применялась для измерения дифференциальной и интегральной эффективности стержней ручного регулирования при различных режимах работы, а также для определения частотных характеристик реактора. Установка через релейную схему управления ручными регуляторами могла соединяться с приводом любого из стержней ручного регулирования, выбор которого осуществлялся оператором на пульте управления. Благодаря этому она явилась весьма удобным прибором для массовых измерений эффективности большого количества стержней за 1—1,5 ч без нарушения нормального режима работы реактора. Следует отметить, что амплитуда периодических колебаний мощности во время измерений не превосходила 0,5—1% от постоянного уровня.

Установка состоит из задатчика колебаний и гармонического анализатора (рисунок). Задатчик колебаний содержит делитель частоты и двухпозиционное реле, управляемое выходным импульсом делителя частоты. На вход делителя частоты, представляющего собой пересчетную схему, подается синусоидальное напряжение с частотой 50 гц. Коэффициент пересчета может устанавливаться равным 128; 256; 512; 1024 или 2048. Периодические переключения реле задатчика колебаний определяют работу релейной схемы управления ручными регуляторами. При равенстве скоростей перемещения стержня вверх и вниз его движение в осцилляторном режиме описывается функцией $x(t)$ с периодом T , где $x(t) = t$ при $-\frac{\pi}{2} \leq t \leq \frac{\pi}{2}$. Для предотвращения дрейфа средней точки осцилляций стержня, возникающего в случае некоторого неравенства скоростей перемещения стержня вверх и вниз, в задатчике предусмотрена схема задержки, позволяющая изменять время движения стержня в одном из направлений.

Выходные импульсы делителя частоты служат также для периодического (со сдвигом по фазе на одну четверть периода) переключения двух реле-множителей гармонического анализатора. В задатчик колебаний входит также схема запуска и автоматической остановки гармонического анализатора через время, равное целому числу циклов колебаний.

Ток ионизационной камеры $J(t)$ поступает в гармонический анализатор, состоящий из полосового филь-

тра, настроенного на частоту осцилляций, усилителя постоянного тока, двух множителей и двух интеграторов. Сигнал $J(t)$ можно представить в виде

$$J(t) = J_0 + \sum_{n=1}^{\infty} J_n \sin(n\omega t + \theta_n) + J_g(t),$$

где J_0 — постоянная составляющая сигнала, величина которой определяется значением плотности потока нейтронов в месте установки камеры; J_n — амплитудное значение n -ой гармоники переменной составляющей сигнала, величина которой пропорциональна произведению $k_n |G(\omega)|$ (k_n — амплитудное значение n -ой гармоники колебаний реактивности; $|G(\omega)|$ — модуль передаточной функции реактора); θ_n — сдвиг по фазе n -ой гармоники сигнала относительно фазы колебаний стержня; J_g — составляющая сигнала, обусловленная дрейфом постоянного уровня мощности реактора; ω — частота колебаний стержня ($\omega = \frac{2\pi}{T}$).

Разлагая функцию периодического изменения реактивности $k(t)$ ($k(t) \sim x(t)$), получаем

$$k(t) = k_0 \left(\sin \omega t + \frac{1}{3^2} \sin 3\omega t + \frac{1}{5^2} \sin 5\omega t + \dots \right),$$

где $k_n = \frac{k_0}{(2n+1)^2}$, $n=0, 1, 2, \dots$

Следовательно, при данном законе изменения реактивности сигнал ионизационной камеры будет содержать в основном нечетные гармоники. Полосовой фильтр удаляет из сигнала постоянную составляющую J_0 , резко ослабляет величины $J_g(t)$, $J_3(t)$, $J_5(t)$, ... по сравнению с J_1 . Так, например, фильтр, настроенный на частоту 0,1 гц, на которой проводилось большинство измерений, имел полосу пропускания $\Delta f = 0,05$ гц и ослаблял величину амплитудного значения третьей гармоники по сравнению с соответствующей величиной первой гармоники в четыре раза. Таким образом, в сигнале, поступающем на усилитель постоян-

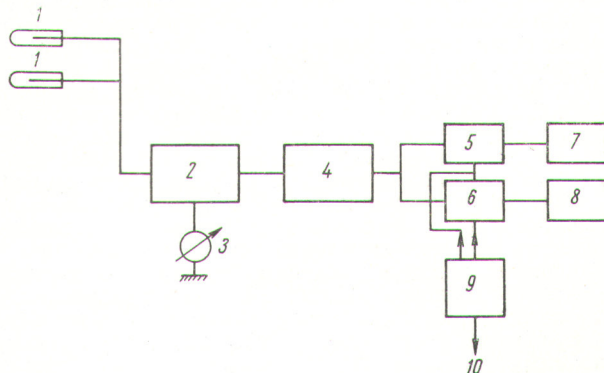


Схема осцилляторной установки:

1 — ионизационная камера; 2 — блок полосовых фильтров; 3 — микроамперметр постоянного тока; 4 — усилитель постоянного тока; 5 — множитель « $u(t)$ »; 6 — множитель « $v(t)$ »; 7 — интегратор I_1 ; 8 — интегратор I_2 ; 9 — задатчик колебаний; 10 — сигнал управления ручными регуляторами.

ного тока после фильтрации, преобладает первая гармоника. Простой расчет, проведенный с использованием зависимости модуля передаточной функции реактора от частоты, показал, что $J_3/J_1 \approx 0,03$, где J_1 — амплитудное значение первой гармоники сигнала на выходе фильтра, J_3 — соответствующее значение для третьей гармоники.

Усилитель постоянного тока гармонического анализатора имеет симметричный двухфазный выход, который через контакты реле-множителей соединяется с входами интеграторов. Выходное напряжение усилителя умножается на функции $u(t)$ и $v(t)$ с периодом T , где

$$u(t) = \begin{cases} 1 & (0 < t < \frac{T}{2}) \\ -1 & (\frac{T}{2} < t < T) \end{cases},$$

$$v(t) = \begin{cases} 1 & (-\frac{T}{4} < t < \frac{T}{4}) \\ -1 & (\frac{T}{4} < t < \frac{3}{4}T) \end{cases}.$$

Разложение функций $u(t)$ и $v(t)$ в ряды Фурье дает следующие выражения:

$$u(t) \sim \sin \omega t + \frac{1}{3} \sin 3\omega t + \frac{1}{5} \sin 5\omega t + \dots,$$

$$v(t) \sim \cos \omega t - \frac{1}{3} \cos 3\omega t + \frac{1}{5} \cos 5\omega t - \dots$$

Полученные после умножения оба сигнала независимо интегрируются двумя интеграторами, представляющими собой электромеханические следящие системы.

Интеграторы выработывают выходные сигналы I_1, I_2 , пропорциональные соответственно

$$\int_0^{mT} \sum_{n=1}^m J'_n(t) u(t) dt \sim J'_1 \cos \theta'_1,$$

$$\int_0^{mT} \sum_{n=1}^m J'_n(t) v(t) dt \sim J'_1 \sin \theta'_1, \quad m=4, 8, 16.$$

Вклад высших гармоник в величины I_1 и I_2 не превосходит примерно 0,5—1%.

В заключение авторы благодарят Б. И. Баунова, В. Я. Мизика, В. Ю. Каммерера, В. К. Гладкова за монтаж и наладку установки.

Поступило в Редакцию 7/VII 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Liewers. Kernenergie, No. 8, 593 (1961).
2. J. Pottier. L'Onde Electrique, 35, 847 (1955).

Об усреднении сечений в тепловой области для сред, содержащих гидрид циркония

Л. М. ГОРБУНОВ, Ф. М. МИТЕНКОВ,
О. В. САМОЙЛОВ, В. В. ФАРМАКОВСКИЙ

УДК 539.125.52:539.17.02

Известно, что для усреднения сечений в тепловой области для сред, содержащих гидрид циркония, нельзя использовать спектр Максвелла [1]. Отличие формы спектра в тепловой области в гидриде циркония от спектра Максвелла обусловлено особенностями кристаллической структуры, а именно тем, что при взаимодействии нейтрона с атомами водорода в решетке энергия может передаваться лишь порциями порядка 0,13 эв; это и определяет форму теплового спектра.

В настоящей работе были вычислены значения сечений в тепловой области как функции температуры и поглощения на одно ядро водорода, полученные усреднением по спектру для бесконечной гомогенной среды из гидрида циркония, отравленной поглотителем.

Сечения рассеяния на гидриде циркония вычислялись по модели Нелкина [2]. Расчеты проводились на электронно-вычислительной машине «Урал-2» многогрупповым методом для двадцати групп равной ширины с границей тепловой области 0,4 эв в предположении, что поглощение в среде изменяется по закону $1/v$.

Сравнение полученных результатов с экспериментальными данными [3] показало целесообразность такого рассмотрения (рис. 1).

На рис. 2 приведены средние сечения поглощения в тепловой области, меняющиеся по закону $1/v$, в зависимости от поглощения на ядро водорода и температуры. (Для удобства усредняемое сечение нормировано на единицу при энергии 0,03 эв.)

На рис. 3,4 приведены средние сечения поглощения и деления в тепловой области для U^{235} , находя-

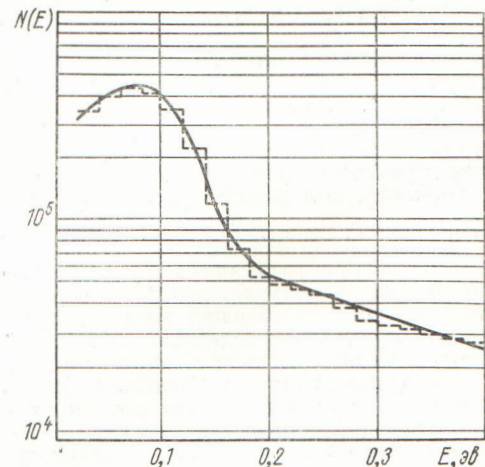


Рис. 1. Спектр тепловых нейтронов в среде с гидридом циркония (поглощение составляет 4 бари на ядро водорода; температура среды 293° К):

--- расчет; — эксперимент.